

Octobre 1971

LRP 49/71

CENTRE DE RECHERCHES EN PHYSIQUE DES PLASMAS  
FINANCÉ PAR LE FONDS NATIONAL SUISSE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

STRUCTURE D'UN FAISCEAU PULSE D'HYDROGENE MOLECULAIRE  
ET D'AZOTE CONDENSE

R. Keller

LAUSANNE

Structure d'un faisceau pulsé d'hydrogène moléculaire  
et d'azote condensé

R. Keller

A b s t r a c t

High intensity molecular hydrogen beams and condensed nitrogen beams have been obtained using a cooled, pulsed Laval nozzle. The collimated beams, which have sharp profiles, are considered suitable for plasma injection experiments.

## 1. Introduction

En physique des plasmas, l'introduction du gaz par injection constitue un moyen approprié d'éviter le contact du plasma avec les parois. Dans les expériences de confinement et de stabilisation par champs alternatifs, au cours desquelles le courant de haute fréquence se concentre dans la couche extérieure, l'isolation du plasma est un des problèmes les plus importants à résoudre. L'injection d'un faisceau d'hydrogène condensé représente une solution possible (1), (2), (3).

Notre travail est essentiellement basé sur les études de Klingelhöfer et Röhl (4), (5). Nous avons obtenu un faisceau d'azote condensé au moyen d'une tuyère de Laval refroidie à l'azote liquide. Le taux de condensation est élevé et la densité est proche de la valeur théorique, de l'ordre de  $10^{21} \text{ m}^{-3}$  à 30 cm de distance. Le profil présente un flanc raide en dehors duquel aucun flux n'est détectable. La durée du faisceau est réglable entre 0,5 et 3 msec.

Les faisceaux d'hydrogène obtenus à partir de la même température possèdent également une haute densité, de l'ordre de  $10^{22} \text{ m}^{-3}$  à 30 cm de distance, leurs profils sont diffus et le taux de condensation reste faible. Il n'est pas possible de les diaphragmer sans diminuer considérablement leur intensité.

## 2. Le dispositif expérimental

La disposition des divers éléments constituant l'appareillage est indiquée dans la figure 1.

### 2.a Vanne magnétique

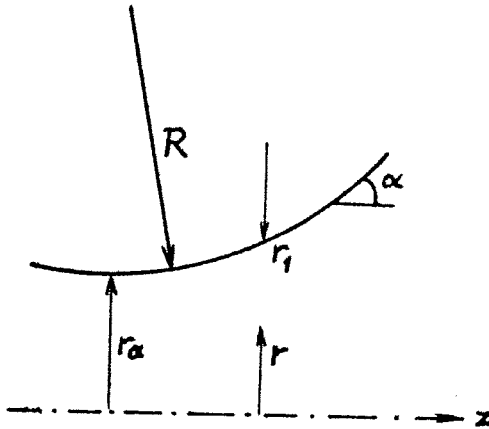
La figure 2 montre le détail de la vanne magnétique. Elle se compose d'un piston en aluminium, maintenu dans sa position d'équilibre par un ressort et un axe de guidage. Le joint d'étanchéité est constitué par une bille (de roulement à bille) de 4 mm de diamètre fixée à l'extrémité de l'axe et appuyant au fond d'un cône solidaire de la tuyère. La tension du ressort est réglable entre 0 et 40 kg. Une force de 20 kg suffit à assurer l'étanchéité: sous une pression de 20 at le vide limite reste inférieur à  $10^{-5}$  torr. Pendant les mesures la tension du ressort est portée à 35 kg. Le piston est actionné par une force magnétique de répulsion provoquée par un bobinage de 5 spires encastré et noyé dans l'araldite à l'intérieur d'une gorge taillée dans une contre-pièce en aluminium. La bobine est alimentée par un courant de 4000 A fourni par un banc de condensateurs électrolytiques. Sa constante de temps est de 0,5 msec. Le recul calculé du piston, dont la masse est de 0,15 kg, atteint 1 mm environ. Des mesures systématiques de la dynamique de la vanne pulsée ont révélé un comportement similaire aux résultats de B. Gorowitz et al (6).

Le choc entre la bille d'acier et le cône de laiton, lors de la fermeture de la vanne, est atténué de deux manières: la base du piston est amincie afin de lui donner une certaine élasticité et les écrous qui maintiennent l'axe de guidage sont serrés sur des rondelles bombées, qui procurent une élasticité supplémentaire et de plus une force de frottement. Ainsi, le rebondissement est amorti. Le temps d'ouverture de la vanne est de 1 msec, elle s'ouvre une deuxième fois 0,5 msec plus tard pendant 0,5 msec.

La vanne est logée dans un cylindre à paroi creuse en acier inoxydable soudé au Dewar contenant l'azote liquide. Un joint en aluminium recuit est serré entre la paroi frontale du cylindre et le couvercle. Le Dewar et la vanne magnétique proviennent d'une étude préliminaire entreprise et réalisée par I.R. Jones.

## 2.b Tuyère de Laval

Le profil le plus favorable d'une tuyère de Laval est conditionné par une dilatation du gaz aussi homogène que possible. Le critère d'homogénéité est le suivant: la différence relative de pression entre le bord et l'axe, dans un plan perpendiculaire à celui-ci, doit rester constante tout au long de la tuyère. Cette condition se calcule de la manière suivante: (voir figure ci-dessous):



- z distance axiale
- v vitesse axiale
- u vitesse radiale
- $u_1$  vitesse radiale à la paroi
- a indice se rapportant au col de la tuyère

Les autres symboles ont leur signification usuelle

L'équation de Newton le long d'une trajectoire est

$$nm \frac{du}{dt} + \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (1)$$

Dans une tuyère peu évasée ( $\alpha \ll 1$ ) la dilatation radiale peut être considérée comme constante, c'est-à-dire:

$$u = u_1 \frac{r}{r_1} \quad \text{et} \quad \frac{du}{dt} = \frac{r}{r_1} \frac{du_1}{dt} \quad (2)$$

Avec la relation d'adiabaticité  $p \sim n^\gamma$  l'équation (1) devient

$$\left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{\gamma}} m n_1 \frac{r}{r_1} \frac{du_1}{dt} + \frac{dp}{dr} = 0 \quad (3)$$

Son intégration donne

$$\frac{du_1}{dt} = \frac{2\gamma K T_1 \beta}{(\gamma-1)m r_1} \quad (4)$$

où  $p_1$  a été remplacé par  $n_1 k T_1$ . Le paramètre

$$\beta = \left( \frac{p}{p_1} \right)^{1 - \frac{1}{\gamma}} - 1 \quad (5)$$

est une mesure de la différence relative de pression entre l'axe et le bord. Nous le maintiendrons constant. Le calcul est valable pour  $\beta \ll 1$ . Le paramètre temps s'élimine en écrivant

$$u_1 = \frac{dr_1}{dt} = v \frac{dr_1}{dz} \text{ et } \frac{du_1}{dt} = v^2 \frac{d^2 r_1}{dz^2} + \frac{dr_1}{dz} \cdot \frac{dv}{dt} \quad (6)$$

Le dernier terme du membre de droite est négligeable. Ainsi l'équation (4) devient

$$\frac{d^2 r_1}{dz^2} \approx \frac{2 \gamma k T_1 \beta}{(\gamma - 1) r_1 m v^2} \quad (7)$$

A partir d'ici nous omettons l'indice 1. Dans notre approximation la différence de température entre l'axe et le bord est négligeable. Nous admettrons donc  $T$  égale à la température dans l'axe.

Dans la dernière équation, la température et le rayon sont fonction de la vitesse, conformément aux 3 relations suivantes (voir paragraphe 2e)

$$\frac{\gamma K T}{m} = v_a^2 \frac{T}{T_a} \quad (8)$$

où  $v_a$  est la vitesse du gaz dans le col de la tuyère,

$$\left(\frac{T}{T_a}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \left(\frac{r_a}{r}\right)^2 \frac{v_a}{v} \quad (9)$$

et

$$\left(\frac{r_a}{r}\right)^2 = \frac{v}{v_a} \left[ \frac{\gamma+1}{2} - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{v^2}{v_a^2} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (10)$$

En substituant (8) et (9) dans l'équation (7) le rayon de courbure du profil devient

$$R = \left(\frac{d^2 r}{dz^2}\right)^{-1} = \frac{(\gamma-1)r_a}{2\beta} \left(\frac{r}{r_a}\right)^{2\gamma-1} \left(\frac{v}{v_a}\right)^{\gamma+1} \quad (11)$$

Le dernier facteur  $(v/v_a)^{\gamma+1}$  est fonction de  $r$  en vertu de (10). Il est donc aisé de construire graphiquement le profil.

L'équation différentielle du second ordre (11) est intégrable une lère fois. Nous obtenons la pente du profil:

$$\operatorname{tg}^2 \alpha = \beta \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[ \ln \frac{v}{v_a} + \frac{v_a^2}{2v^2} - \frac{1}{2} \right] \quad (12)$$

La pente asymptotique devient, avec  $(v_\infty/v_a)^2 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}$  (d'après 10)

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha_\infty &= 1,13 \sqrt{\beta} & \text{pour } \gamma &= 1,67 \\ \operatorname{tg} \alpha_\infty &= 1,70 \sqrt{\beta} & \text{pour } \gamma &= 1,4 \end{aligned} \quad (13)$$



Le rayon de courbure du col est alors :

$$\frac{R}{r_a} = \frac{0,42}{\operatorname{tg}^2 \alpha_{\infty}} \quad \text{pour } \gamma = 1,67$$
$$\frac{R}{r_a} = \frac{0,58}{\operatorname{tg}^2 \alpha_{\infty}} \quad \text{pour } \gamma = 1,4$$
(14)

La forme de la tuyère choisie présente les caractéristiques suivantes : demi-angle asymptotique  $9^\circ$ , diamètre du col 0,8 mm, demi-angle du cône en amont  $45^\circ$ . Sa réalisation est obtenue en chassant successivement dans la tuyère préalablement ébauchée deux matrices d'acier polies de forme conique correspondant aux demi-angles désirés et prolongées par un cylindre de 0,8 mm de diamètre. Le raccord entre cônes et cylindres est profilé en arc de cercle avec rayon de 4 mm pour le cône amont et de 8 mm pour le cône aval. Un polissage intérieur crée une transition continue entre les deux rayons de courbure.

### 2.c Le diaphragme

A la sortie de la tuyère de Laval un diaphragme conique ou éplucheur retient le gaz non condensé. Son diamètre d'entrée est de 1,7 mm et les demi-angles du cône intérieur et extérieur sont de  $25^\circ$  et  $35^\circ$ . Il s'étend jusqu'à 2 mm de la paroi du récipient. Cet espace est suffisant pour l'évacuation du volume situé entre la tuyère et l'éplucheur mais cependant assez petit pour que le gaz retenu par l'éplu-

cheur reste accumulé dans la cavité pendant la courte durée d'ouverture de la vanne, sans toutefois atteindre la densité limite au-dessus de laquelle le faisceau est détruit. La distance entre l'extrémité de la tuyère et l'éplucheur est variable. Les distances de 5 mm et 14 mm ont été retenues lors des mesures.

Le choc oblique formé par un obstacle conique de  $35^{\circ}$  reste attaché au cône lorsque le nombre de Mach est supérieur à 2 (voir réf. 7, page 122). Au voisinage de l'arête de l'éplucheur, l'obstacle se comporte comme un coin à deux dimensions. Dans ce cas, le choc reste attaché au-dessus d'un nombre de Mach égal à 3,1 et 5 pour un coefficient adiabatique  $\gamma$  de 1,4 et 1,67 respectivement. (Voir réf. 7, page 87). Dans notre cas, le nombre de Mach étant beaucoup plus grand, le faisceau peut donc passer sans choc frontal. Mais un choc oblique s'amorce alors à l'intérieur de l'éplucheur dont l'intensité suffit pour faire diverger le faisceau. Seul un faisceau condensé parvient à franchir le diaphragme sans encombre. Nous reviendrons sur ce point au chapitre suivant.

#### 2.d Exploration du faisceau

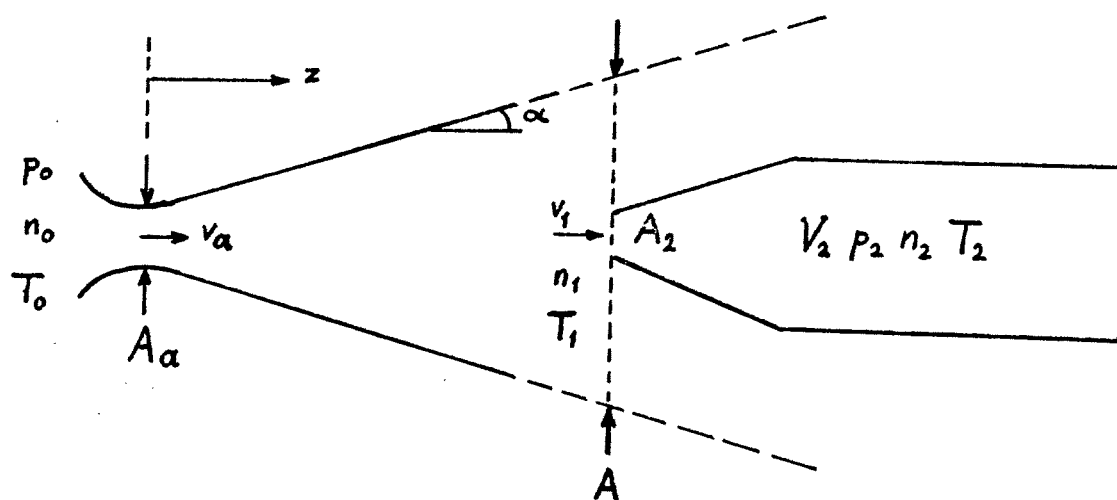
L'intensité du faisceau se mesure au moyen d'une sonde constituée d'une jauge d'ionisation du type Heraeus surmontée d'un cône en aluminium. Ses demi-angles extérieur et intérieur mesurent respectivement  $20^{\circ}$  et  $12^{\circ}$ . L'orifice à bord franc possède un diamètre de 0,8 mm. Un cône de  $50^{\circ}$  a également été utilisé. Une fois que le faisceau a

franchi l'ouverture, le gaz se répartit uniformément dans la sonde en un temps négligeable. La pression est donc proportionnelle à l'intégrale du flux. La grille collectrice de la jauge est connectée à l'oscilloscope par l'intermédiaire d'un circuit différentiateur RC.

Le signal est ainsi proportionnel au flux pénétrant dans la sonde.

Après chaque impulsion, le récipient met une dizaine de secondes pour se vider. Le filament de la jauge est déclenché immédiatement après les impulsions afin de le ménager.

Calculons l'étalonnage en intensité dans l'hypothèse d'un gaz parfait.



Le faisceau est supposé diverger sous un angle  $\alpha$  constant (voir figure ci-dessus). L'aire du faisceau est alors

$$A = \pi (z \operatorname{tg} \alpha)^2 \quad (15)$$

Soit  $c_o^2 = \gamma k T_o / m$ . La vitesse et la densité dans le col sont données par

$$\frac{V_a}{c_o} = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

$$\frac{n_a}{n_o} = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} \quad (17)$$

d'où

$$n_a V_a = \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \cdot n_o c_o = \begin{cases} 0,563 C_o n_o \text{ pour } \gamma = 1,67 \\ 0,579 C_o n_o \text{ pour } \gamma = 1,4 \end{cases} \quad (18)$$

Avec l'équation de conservation de la matière

$$n_1 V_1 = n_a V_a \frac{A_a}{A} \quad (19)$$

la remontée de pression dans la jauge devient

$$P_2 = \frac{n_a V_a A_a A_2 k T_o}{\pi V_2 z^2 t g^2 \alpha} \cdot \frac{T_2}{T_o} \quad (\text{unités MKS}) \quad (20)$$

Les valeurs numériques sont:

$$A_a = A_2 = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \quad V_2 = 19 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3 \quad \alpha = 9^\circ$$

Il reste encore à introduire le coefficient de conversion donné par

l'étalonnage de la jauge et du différentiateur, soit:

$$\begin{aligned} \dot{p}_2 &= 350 \text{ U} && \text{pour } H_2 \\ \dot{p}_2 &= 150 \text{ U} && \text{pour } N_2 \end{aligned} \quad (21)$$

U est la tension lue à l'oscilloscope. La valeur théorique de la tension peut maintenant s'écrire sous la forme

$$\frac{1}{\sqrt{U}} = K_1 z p_0^{-\frac{1}{2}} \quad (22)$$

Les mesures de  $1/\sqrt{U}$  ainsi que la valeur théorique ci-dessus sont reportées en fonction de z dans les graphiques. U est mesuré en Volt, z en mètre et  $p_0$  en torr. Les valeurs numériques de  $K_1$  sont 1700, 1200 et 2400 pour les trois cas suivants:  $H_2$  à  $293^\circ$ ,  $H_2$  à  $89^\circ$  et mélange 20 %  $N_2$  + 80%  $H_2$  à  $80^\circ$ .

Dans le cas du mélange  $N_2$ - $H_2$ , il est tenu compte du fait que l'hydrogène diffuse hors du faisceau et que sa densité devient négligeable ( $p_0$  est la pression totale du mélange).

D'après ce qui précède, le calcul de l'étalonnage en densité conduit à la formule suivante

$$n_1 = \left( \frac{4.8}{2.1} \right) \cdot 10^4 \frac{\sqrt{2} U}{V_1 A_2 K T_2} \quad (23)$$

Le nombre supérieur ou inférieur se rapporte à l'hydrogène ou à l'azote respectivement.

La vitesse  $v_1$  nécessaire au calcul de  $n_1$  a pu être obtenue par une mesure de temps de vol dans le cas du faisceau d'azote, grâce au front raide de l'impulsion de tension (voir au paragraphe 3e), elle est de 740 m/sec. Dans le cas de l'hydrogène, les temps d'arrivée du faisceau ne sont pas assez bien définis. Il est préférable de calculer la vitesse au moyen de l'enthalpie. En admettant que toute l'enthalpie de repos ait été convertie en énergie cinétique, nous obtenons  $v_1 = 2030$  m/sec à  $293^\circ$  et  $v_1 = 1190$  à  $89^\circ$  pour  $p_0 = 21$  at. Avec ces dernières valeurs la formule d'étalonnage devient

$$n_1 = K_2 \cdot 10^{22} U \quad (\text{unité m}^{-3}) \quad (23 \text{ bi})$$

Les valeurs numériques de  $K_2$  sont 22, 38 et 26 pour les trois cas suivants:  $H_2$  à  $293^\circ$ ,  $H_2$  à  $89^\circ$  et mélange 20 %  $N_2$  + 80 %  $H_2$  à  $80^\circ$ .

## 2.e Thermodynamique de la tuyère de Laval

Un bon aperçu de la théorie de Laval se trouve par exemple dans l'ouvrage de H.W. Liepmann et A. Roshko (7). Nous reprenons ici une démonstration des formules adaptées à nos besoins. Lors d'un écoulement stationnaire isentropique, l'enthalpie totale (enthalpie

de repos + énergie cinétique) reste constante. Pour un gaz parfait nous avons :

$$H = \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot N k T + E_c = \text{const} \quad (24)$$

$E_c$  représente l'énergie cinétique et  $N$  le nombre de molécules situées dans une tranche mince du fluide. Avant l'expansion, l'énergie cinétique est nulle. Après une expansion infinie, la température est nulle. La conservation de l'enthalpie totale s'écrit donc

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} N k T_o = E_{c\infty} \quad (25)$$

$E_{c\infty} = \frac{1}{2} N m v_{\infty}^2$  est l'énergie mécanique maximale convertible et  $v$  la vitesse limite que le jet peut atteindre. Une turbine idéale actionnée par le jet aurait, selon le principe de Carnot, un rendement donné par

$$\frac{E_c}{E_{c\infty}} = \frac{T_o - T}{T_o} \quad (26)$$

ce qui conduit immédiatement à

$$\frac{T}{T_o} = 1 - \frac{v^2}{v_{\infty}^2} \quad (27)$$

avec

$$v_{\infty}^2 = \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{kT_o}{m} \quad (28)$$

D'après la loi de dilatation adiabatique le nombre de molécules  $n$  par unité de volume est

$$n = n_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (29)$$

Le flux par unité de surface  $nv$  est, d'après (27) et (29)

$$nv = n_0 v_\infty \cdot \left( 1 - \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (30)$$

Nous remarquons que cette fonction possède un maximum vers une température  $T_a$  donnée par

$$\frac{T_a}{T_0} = \frac{2}{\gamma+1} \quad (31)$$

Comme le flux total de matière est constant

$$nvA = n_a v_a A_a = \text{const} \quad (32)$$

l'aire  $A$  de la tuyère possède un minimum à cet endroit, il s'agit précisément du col. La vitesse au col s'écrit d'après (27) et (31)

$$\frac{v_a^2}{v_\infty^2} = \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \quad (33)$$

En remplaçant  $v_\infty$  par sa valeur, la vitesse  $v_a$  devient

$$v_a = \sqrt{\frac{\gamma K T_a}{m}} \quad (34)$$



Cette expression n'est rien d'autre que la vitesse du son  $v_a = c_a$ .

Le nombre de Mach  $M = \frac{v}{c}$  vers le col est donc égal à l'unité.

Les relations qui suivent s'obtiennent directement:

$$\frac{T_a}{T} = 1 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} (M^2 - 1) \quad (35)$$

$$\frac{A_a}{A} = \left[ 1 + \frac{2}{\gamma-1} \left( 1 - \frac{T}{T_a} \right) \right]^{\frac{1}{2}} \left( \frac{T}{T_a} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (36)$$

$$\frac{A_a}{A} = \frac{v}{v_a} \left[ \frac{\gamma+1}{2} - \frac{\gamma-1}{2} \cdot \frac{v^2}{v_a^2} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (37)$$

Quelques valeurs numériques sont indiquées dans le tableau ci-dessous, pour  $\gamma = 5/3$

M	2	3	4	5	7	10	15	20	30
$\frac{T}{T_0}$	2,33	4	6,33	9,33	17,3	34,3	76	134	301
$\frac{P}{P_a}$	1,24	1,73	2,38	3,13	4,92	8,14	14,7	22,5	41,2

### 3. Résultat des mesures

#### 3.a Jet supersonique d'hydrogène

Les jets supersoniques d'hydrogène ont été mesurés aux pressions initiales de 6 et 21 at et aux températures de  $293^{\circ}$  et  $89^{\circ}$ . La figure 3 montre l'intensité axiale d'un jet à  $p_0 = 21$  at et  $T_0 = 293^{\circ}$ , avec l'éplucheur placé à 5 mm de la tuyère et sans éplucheur du tout. La valeur théorique donnée par la formule (23) est aussi représentée.

En l'absence d'éplucheur et pour les courtes distances l'intensité est supérieure à la valeur calculée, pour des raisons non expliquées. A 200 mm de distance l'intensité est 3 fois plus faible que la valeur théorique. Cette diminution est causée par l'onde de raréfaction pénétrant dans le faisceau. La densité mesurée est de  $10^{22} \text{ m}^{-3}$ , pour  $z = 200$  mm.

La présence de l'éplucheur diminue l'intensité d'un facteur 10 à 15. La cause en est due au choc oblique s'installant toujours à l'intérieur du diaphragme. Les lignes de flux sont déviées par le choc et le faisceau diverge. Ce phénomène a été étudié par K. Bier et O. Hagen à l'appui de photos strioscopiques (8).

L'oscillogramme figure 4, montre l'impulsion de tension aux positions  $z = 110$  et  $120$  mm. Les valeurs reportées dans la figure 3 sont lues au temps  $t = 1$  msec après le début de la trace. Nous remarquons

qu'au temps  $t = 1,5$  msec le signal accuse une augmentation subite. Ce pulse est causé par l'arrivée de l'onde de choc réfléchie au fond du récipient. (Lors de ces mesures la vanne ne rebondissait pas parce que la pièce mobile était en téflon).

Les résultats d'une autre série de mesures faites à basse température,  $T_0 = 89^\circ$  et même pression, sont reportées dans la figure 5. La densité mesurée est de  $1,2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$  pour  $z = 200$  mm. Comme dans le cas précédent, l'éplucheur réduit considérablement l'intensité. Les mesures du profil sont représentées dans les figures 6 et 7. Le profil du jet non diaphragmé est diffus. Avec éplucheur le jet est assez bien délimité. Au bord du faisceau, il y a un maximum d'intensité très prononcé, causé par le choc oblique à l'intérieur du diaphragme. Les mesures de profil effectuées à  $T_0 = 293^\circ$ , non reportées ici, ont donné le même résultat qualitatif. Le remplacement du cône de  $20^\circ$  de la sonde par un cône de  $50^\circ$  n'a pas donné de différence notable.

### 3.b Essais de collimation

S'il était possible de diaphragmer un jet moléculaire sans perdre en intensité, la complication d'un cryostat serait évitée. C'est pourquoi un essai de collimation a été fait au moyen d'un diaphragme de forme conique. Les dimensions sont les suivantes: demi-angle intérieur et extérieur  $4^\circ$  et  $20^\circ$ , diamètre de l'orifice vers l'entrée 19,5 mm, longueur 25 mm. Cette pièce de laiton, usinée très propre-

ment, est prolongée vers l'extérieur par un support à paroi mince formant un cône de  $20^\circ$  également. Il est placé à 175 mm du col de la tuyère.

La figure 8 montre le profil du faisceau d'hydrogène ( $p_0 = 21$  at,  $T_0 = 293^\circ$ ) aux différents niveaux spécifiés dans la figure. Nous remarquons la présence d'une onde de choc dont le front intérieur forme un angle de  $18^\circ$  avec l'axe. Au delà du point de convergence du choc le faisceau devient diffus et diverge sous un grand angle.

D'autres mesures effectuées avec un diaphragme constitué simplement d'une feuille de matière plastique formant un cône de  $20^\circ$  ont conduit à des résultats semblables. Il en résulte qu'un jet de gaz hautement supersonique ne peut pas être diaphragmé sans être détruit.

### 3.c La question de la condensation

Dans un faisceau partiellement condensé les agglomérats, qui sont constitués d'un très grand nombre de molécules (plusieurs milliers) suivent un chemin rectiligne en raison de leur grand libre parcours moyen, tandis que le gaz diffuse vers l'extérieur (2). Le profil du faisceau devrait donc présenter un noyau central. Nous l'avons effectivement observé dans les jets d'azote et d'hydrogène-azote, à  $T_0 = 80^\circ$ .

Le profil du jet d'hydrogène pur ne montre pas de pointe centrale. Le taux de condensation est donc très faible. La raison en est la suivante

Comme l'expansion est isentropique, l'entropie libérée lors de la condensation est transférée intégralement à la fraction de gaz non condensée. La quantité de gaz est donc conditionnée par l'entropie initiale, dont la valeur est relativement élevée dans notre cas. La figure 9 montre un diagramme d'entropie construit d'après les données de (9) et (10). Il permet de repérer les conditions initiales les plus favorables. Elles se situent légèrement à gauche de l'adiabate passant par le point critique de l'hydrogène. Klingelhöfer et Röhl ont obtenu un taux de condensation de 29 % par ce moyen.

### 3.d Faisceau d'azote partiellement condensé

Avant de parvenir à la vanne le gaz circule dans un serpentin baignant dans l'azote liquide sous pression atmosphérique. La pression initiale est donc maintenue à 720 torr (0,95 at). La température de la tuyère est de 80°. Les profils mesurés vers  $z = 50$  mm sont reportés dans la figure 10. Le faisceau apparaît beaucoup mieux défini en présence de l'éplucheur, mais son intensité est considérablement réduite. Le profil du faisceau non diaphragmé présente en outre une pointe centrale qui est due à la condensation. Cette dernière se manifeste aussi dans l'allure des oscillogrammes. En effet, la trace supérieure de la figure 11 est fluctuante, contrairement à la trace inférieure. La première est prise lorsque la sonde est placée dans le noyau, à 3 mm de l'axe, et la seconde est prise en dehors du noyau à 5 mm de l'axe. Les fluctuations sont causées par l'irrégularité du processus de condensation ainsi que par la réévaporation discontinue des clusters dans la sonde.

### 3.e Faisceau condensé issu d'un mélange de gaz

Le mélange utilisé contient 20 %<sub>o</sub> d'azote et 80 %<sub>o</sub> d'hydrogène. La pression totale est fixée à 4,75 at et la température initiale à 80°.

L'adjonction d'hydrogène favorise la condensation de l'azote parce que le gaz d'entraînement fait office de réservoir capable d'absorber toute l'entropie libérée par les gouttelettes en formation. L'hydrogène diffuse ensuite rapidement hors du faisceau condensé. Il a été démontré (2) que la séparation est pratiquement complète.

L'adjonction d'un gaz léger a en outre pour effet d'augmenter le débit de la tuyère en raison de l'abaissement du poids moléculaire moyen.

L'intensité (à la puissance - 1/2) du faisceau diaphragmé, avec l'éplucheur placé à 14 mm de la tuyère, est reporté dans la figure 12 ainsi que la valeur théorique, courbe c. L'intensité du faisceau non diaphragmé d'azote pur est également reportée, pour comparaison. L'échelle à droite de la figure indique la densité.

A 100 et 300 mm de distance, l'intensité est 1,5 et 2 fois plus petite que la valeur théorique, mais elle est environ 11 fois plus grande en comparaison du faisceau obtenu à partir d'azote pur. La densité vers  $z = 200$  mm est de  $2 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ .

Les oscillogrammes de la figure 13 sont pris à 150 mm de distance en différentes positions radiales. Les fluctuations mentionnées précédemment sont reconnaissables.

La figure 14 montre le profil du faisceau avec et sans éplucheur. Il est important de relever le fait que l'intensité n'est pas abaissée par le diaphragme. En outre, le faisceau est extrêmement bien délimité, par exemple à  $z = 200$  mm la pénombre s'étale sur 1,5 mm alors que le diamètre atteint 23 mm. Une construction graphique montre que le bord du faisceau est exactement aligné sur celui de l'éplucheur le point de divergence étant situé dans la tuyère, à 10 mm en aval du col.

Bien que des mesures directes du taux de condensation n'aient pas été faites, l'argument selon lequel le taux est très élevé peut être soutenu par le résultat d'une mesure indirecte: la mesure de la vitesse du faisceau. Dans la figure 15 sont reportés les temps d'arrivée du front à mi-hauteur, en fonction de la distance. La vitesse trouvée de cette manière est de 740 m/sec. Or la vitesse s'obtient à partir de la différence de l'enthalpie de repos avant et après expansion. Si l'on néglige l'enthalpie finale, le calcul fournira une limite supérieure de la vitesse. L'enthalpie initiale de l'hydrogène est de  $1,34.10^6$  Joules/Kmole. Pour la chute d'enthalpie de l'azote, la chaleur de condensation près du point triple, soit  $6,0.10^6$  Joules/Kmole servira de base au calcul. — Voir R.B. Scott (10) — La vitesse calculée de cette façon est de 800 m/sec. Le résultat n'est donc pas en contradiction avec l'existence d'un taux de condensation élevé.

Nous tenons à remercier M. Roux pour sa précieuse collaboration lors des mesures, et nous sommes particulièrement reconnaissants pour l'information recueillie grâce aux travaux préliminaires entrepris par I.R. Jones. Ce travail a été financé par le Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique.



Références

- (1) E.W. Becker, R. Klingelhöfer und P. Lohse: Über die Möglichkeit der gerichteten Einführung von Deuterium und Tritium bei Kernfusions-experimenten. Z. Naturforsch. 15a, 644 (1960).
- (2) E.W. Becker, R. Klingelhöfer und P. Lohse: Strahlen aus kondensiertem Wasserstoff, kondensiertem Helium und kondensiertem Stickstoff in Hochvakuum. Z. Naturforsch. 17a, 432 (1962).
- (3) B.J.C. Burrows, P.G. Dawson, G.A.G. Mosson, E.S. Tay and H.H.H. Watson: Experiments on hydrogen clusters. 5<sup>th</sup> Symposium on Fusion Technology, Oxford 1968, Paper 51.
- (4) R. Klingelhöfer: Elektrische Entladungen in Strahlen aus kondensierter Materie im Hochvakuum. Beiträge aus der Plasmaphysik, Heft 4, 253 (1966).
- (5) R. Klingelhöfer und H. Röhl: Die Moleküldichte und der Kondensationsgrad in Kondensierten H<sub>2</sub>- Molekularstrahlen, die bei überkritischen Drücken erzeugt werden. Z. Naturforsch. 25a, 402 (1970).
- (6) B. Gorowitz, K. Moses and P. Gloersen: Magnetically driven fast-acting valve for gas injection into high vacua. Rev.Sc.Instr. 31, 146 (1960).
- (7) H.W. Liepmann, A. Roshko: Elements of Gasdynamics. Galcit Aeronautical Series. John Wiley and Sons, Inc. (1958).
- (8) K. Bier and O. Hagena: Influence of Shock waves on the generation of high-intensity molecular beams by nozzles. Rarefied Gas Dynamics, Third Symposium, Suppl. 2, Vol. 1, 478 (1963).

- (9) V.J. Johnson: Properties of Materials at Low Temperatures, Tab. 4.002; National Bureau of Standards, Pergamon Press, London (1961).
- (10) R.S. Scott: Cryogenic Engineering. D. van Nostrand Company, Inc. (1959).

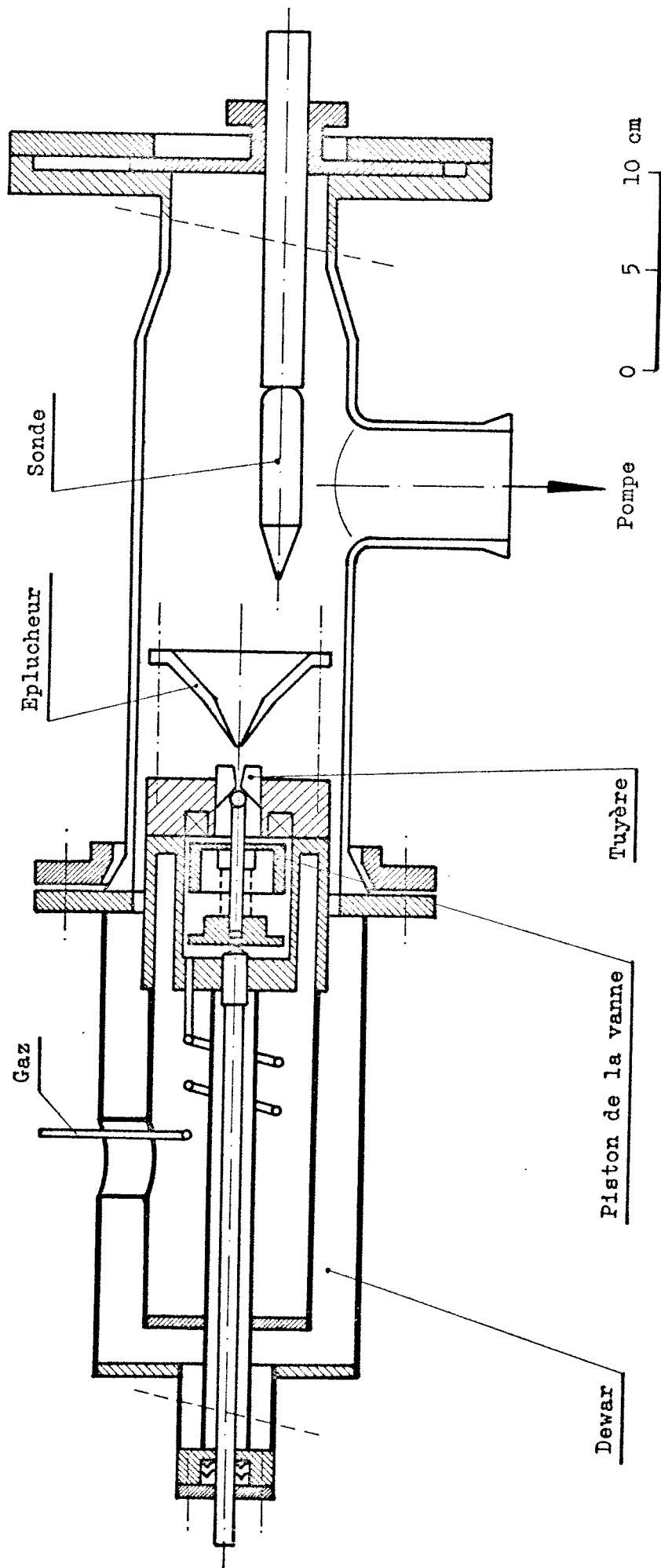


Fig. 1 Vue d'ensemble

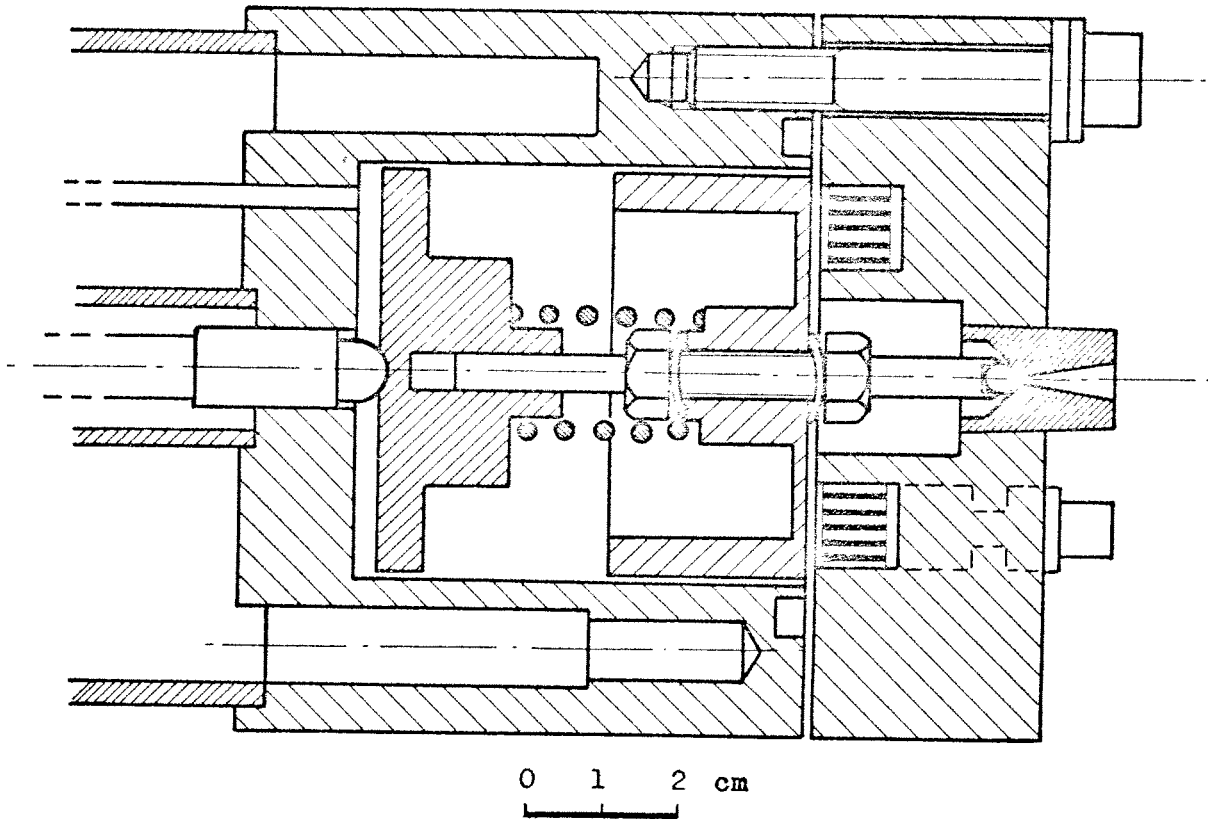
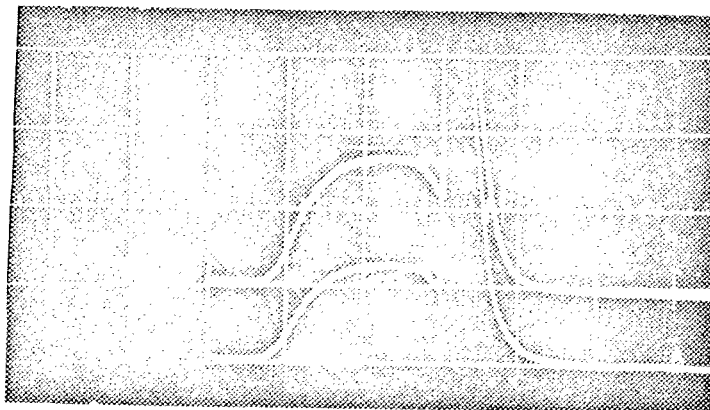
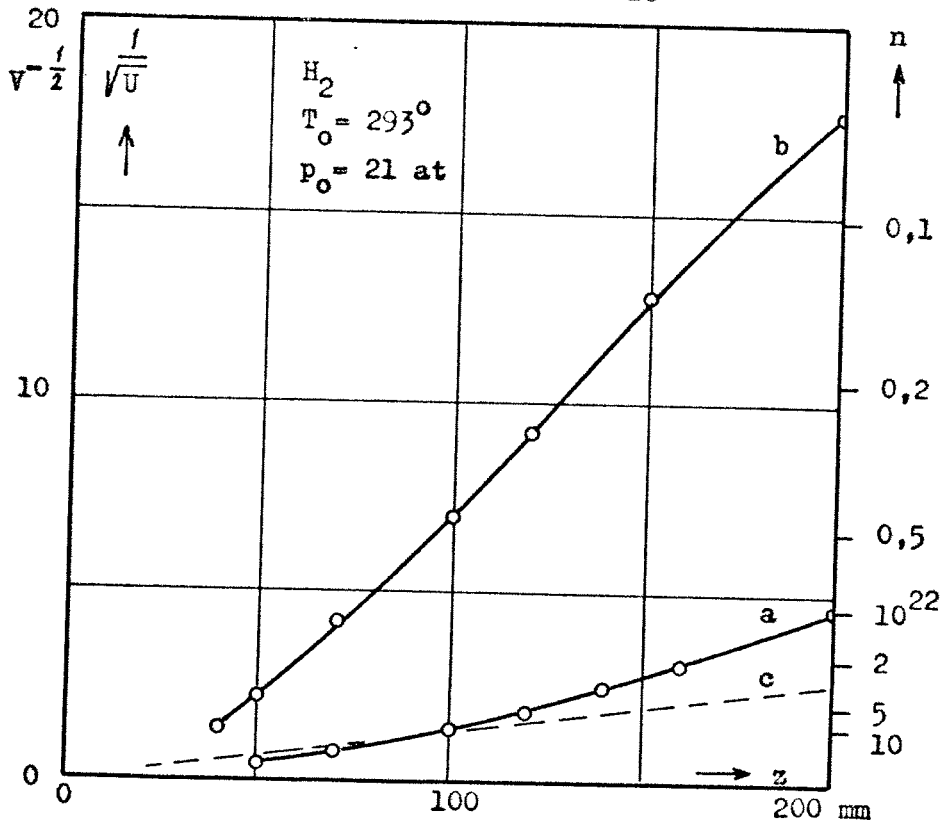


Fig. 2     Vanne magnétique



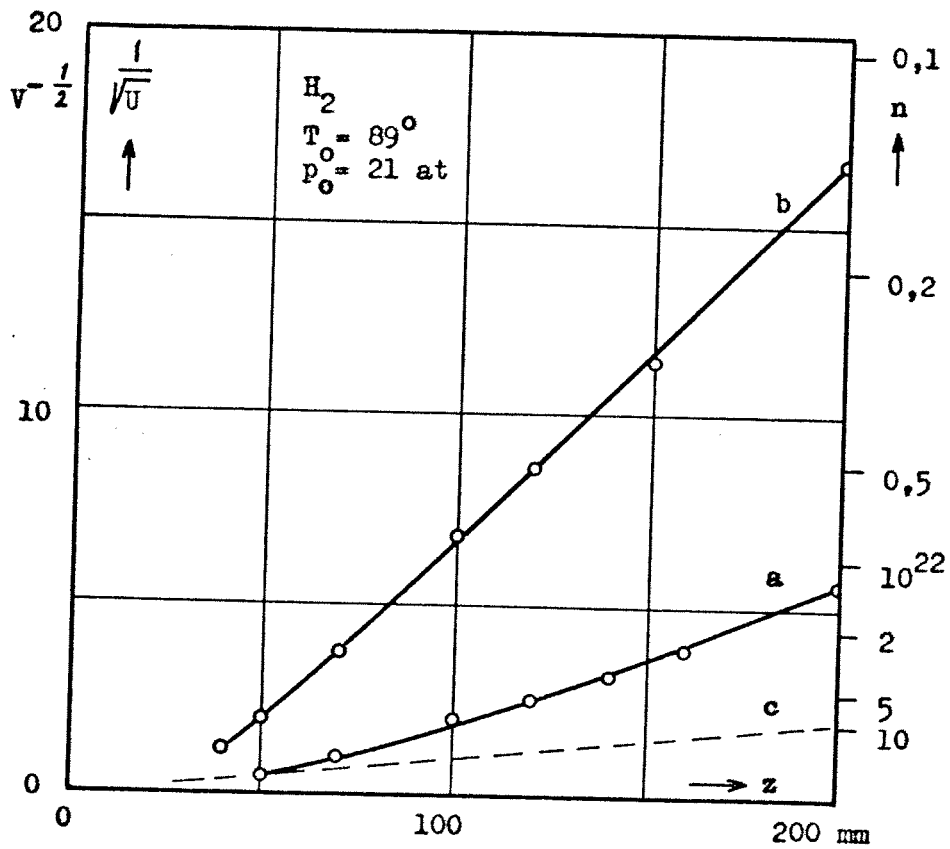
Eloignement de la sonde : 110 et 120 mm  
 $T_0 = 293^\circ$      $p_0 = 6 \text{ at}$   
vertical : 0,05 V/cm                      horizontal : 0,5 msec/cm

Fig. 4     Jet supersonique d'hydrogène



a: sans éplucheur b: avec éplucheur c: voir texte

Fig. 3 Variation axiale du flux et de la densité



a: sans éplucheur b: avec éplucheur c: voir texte

Fig. 5 Variation axiale du flux et de la densité

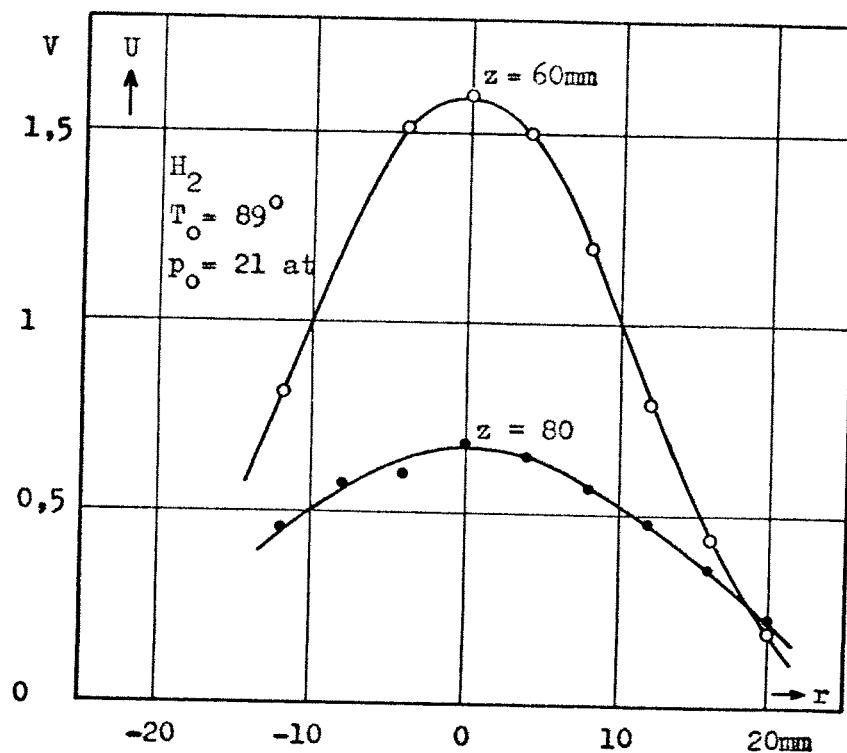


Fig. 6    Profil sans éplucheur

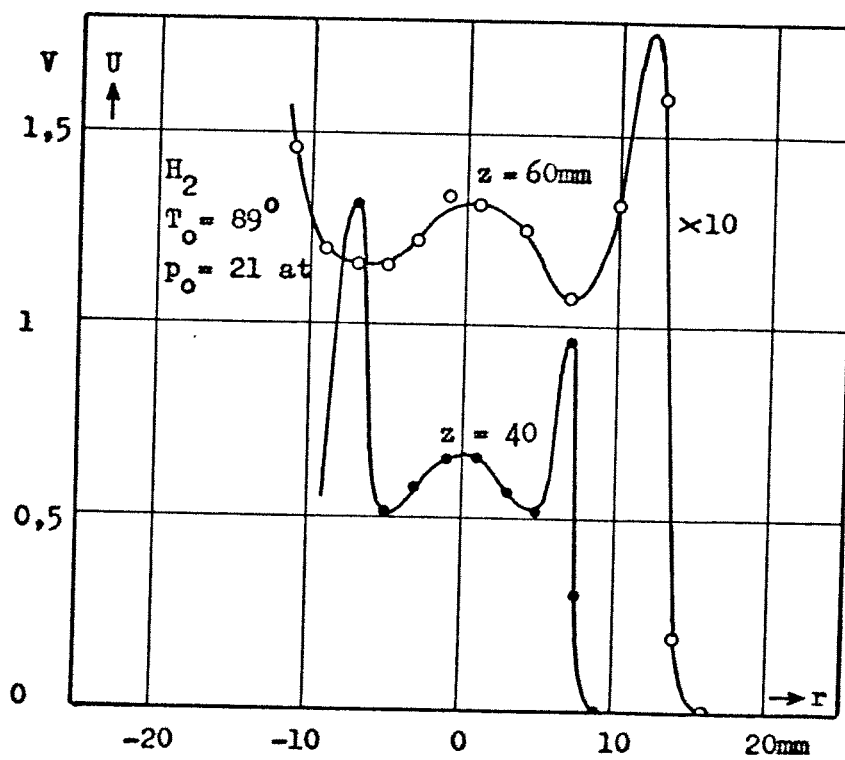
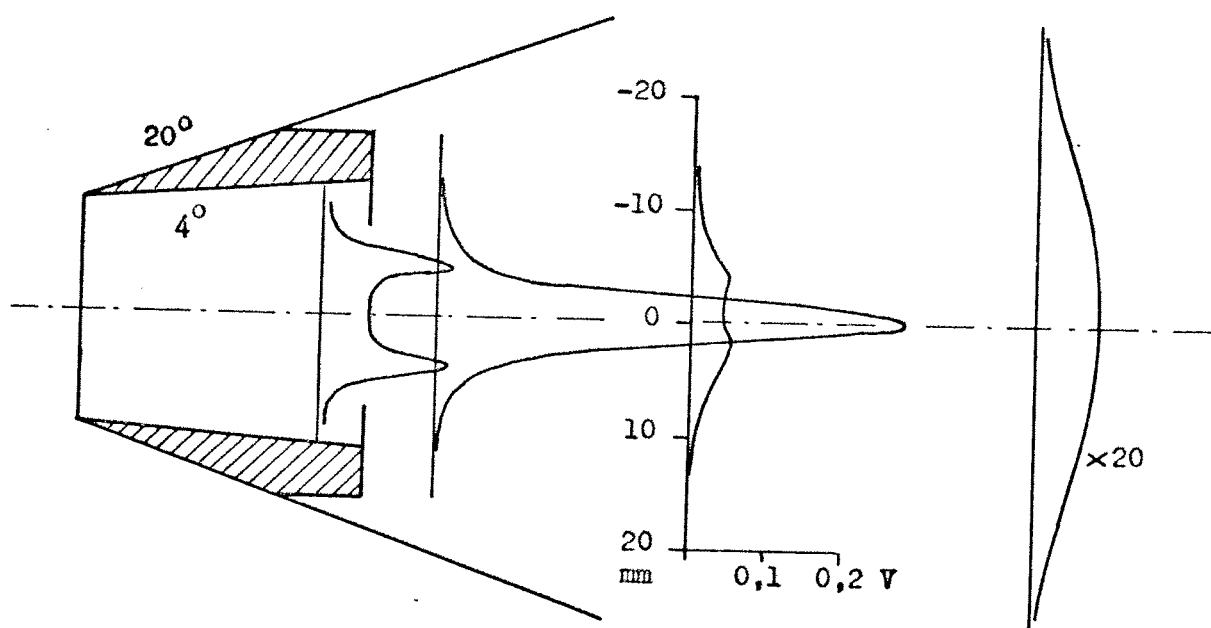
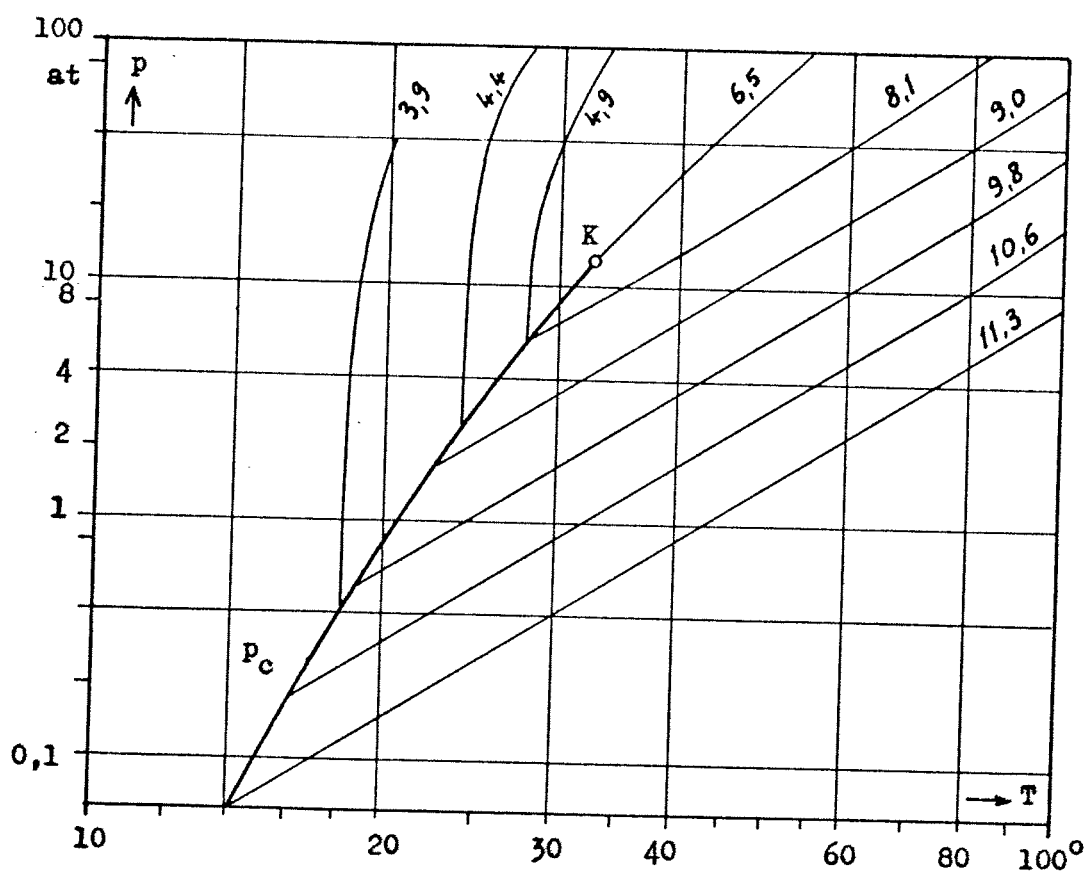


Fig. 7    Profil avec éplucheur

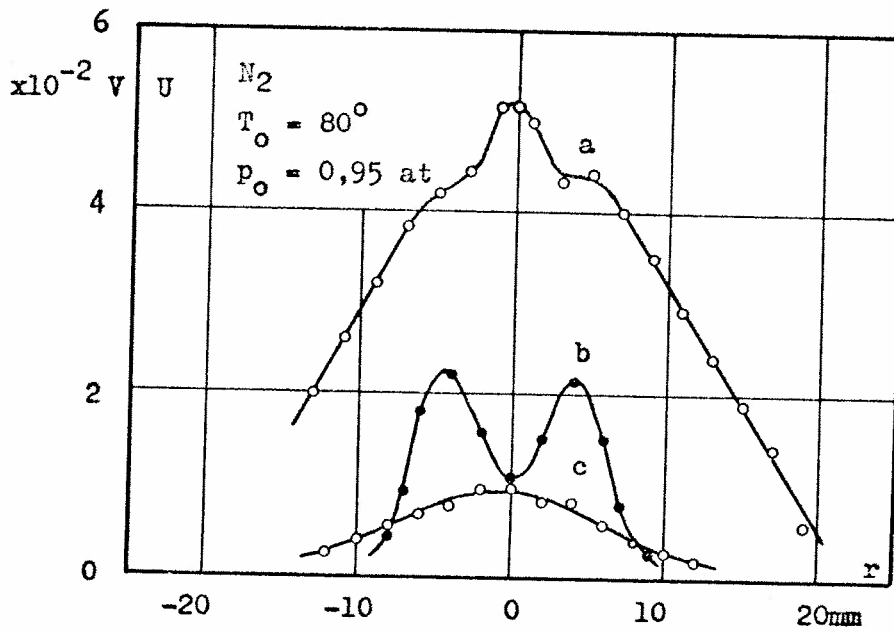


**Fig. 8** Profil derrière un diaphragme conique



$p_c$ : tension de vapeur    K: point critique  
paramètre: entropie en  $\text{cal/g}^\circ\text{K}$

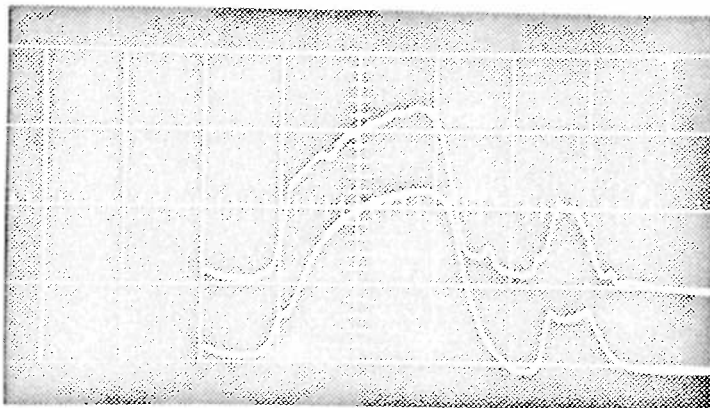
**Fig. 9** Diagramme d'entropie de l'hydrogène



a: sans éplucheur,  $z = 50$  mm

b-c: avec éplucheur,  $z = 50-80$  mm

Fig. 10 Profil du faisceau d'azote partiellement condensé



faisceau d'azote,  $T_0 = 80^\circ$

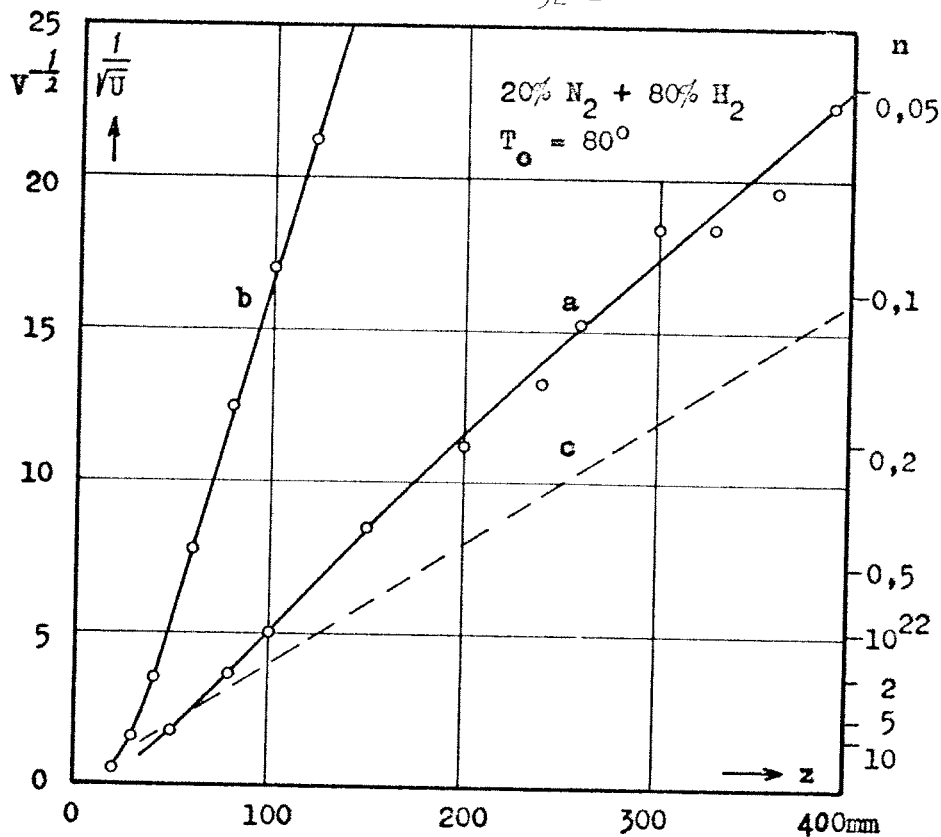
trace supérieure:  $r = 3$  mm et  $z = 50$  mm

trace inférieure:  $r = 5$  mm et  $z = 50$  mm

vertical: 0,02 V/cm horizontal: 0,5 msec/cm

Fig. 11 Fluctuations dues à la condensation



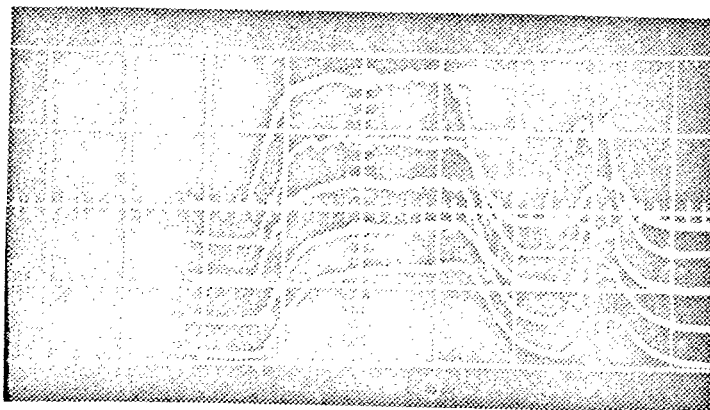


a: mélange azote-hydrogène, avec éplucheur

pression partielle initiale de l'azote = 0,95 at

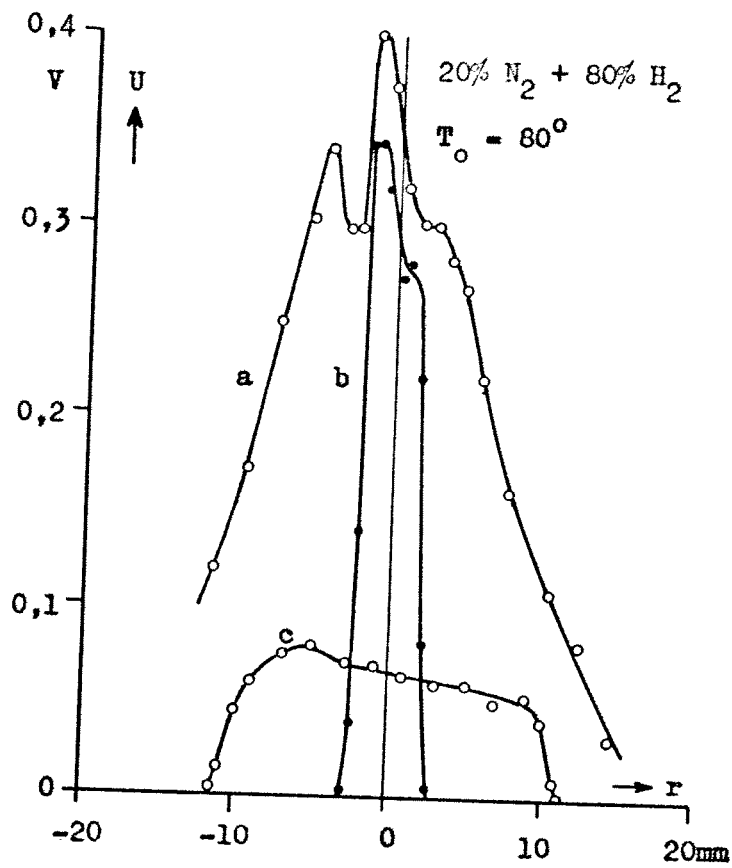
b: azote seul, sans éplucheur, pression initiale = 0,95 at, c: voir texte

Fig. 12 Faisceau d'azote condensé lors d'une adjonction de 4 parties d'hydrogène



faisceau d'azote condensé, issu du mélange 20% N<sub>2</sub> + 80% H<sub>2</sub>  
éloignement de la sonde  $z = 150$  mm, distance tuyère-éplucheur: 14 mm  
position radiale, du haut en bas: 0,1,2,3 et 4 mm  
vertical: 0,01 V/cm horizontal: 0,5 msec/cm

Fig. 13 Oscillogrammes du faisceau d'azote condensé



a: sans éplucheur,  $z = 50$  mm

b-c: avec éplucheur,  $z = 50-200$  mm

Fig. 14    Profil du faisceau condensé et diaphragmé

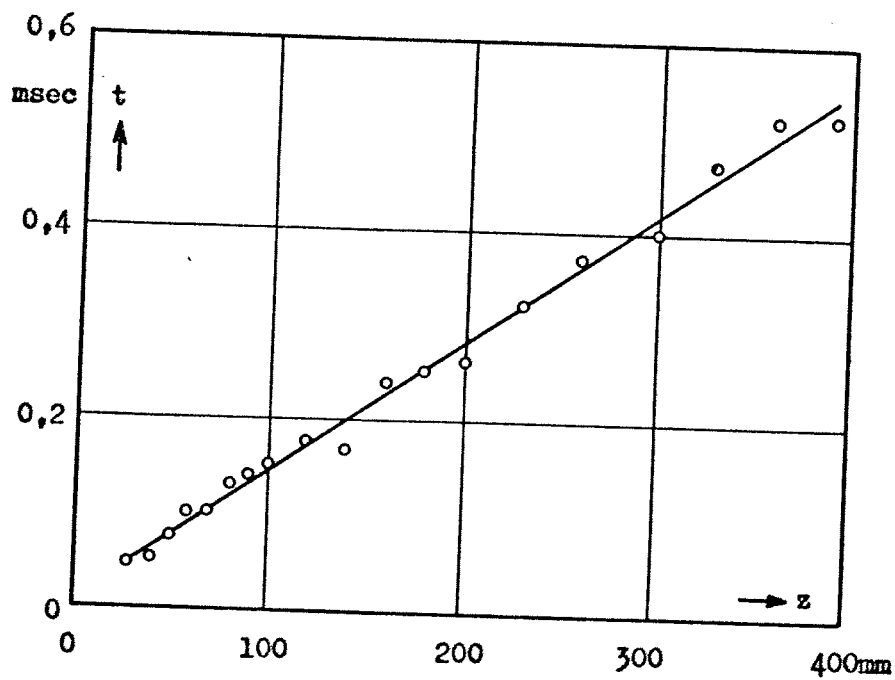


Fig. 15    Progression du front du faisceau condensé